

用热膨胀法测量 He-Ne 增益管正柱区的气体温度

Abstract: A simple method is introduced for the measurement of gas temperature in the positive column region of He-Ne gain laser tubes: a long and fine glass fibre is inserted into the capillary and the gas temperature is derived from the elongation of the glass fibre. Preliminary measurement results are given and discussed.

一、引言

He-Ne 激光器的研究以及它的某些应用,往往需要知道毛细管内正柱气体的温度,并由此推知激活介质的多普勒宽度、气体粘滞系数等参数。

还有一些领域(如激光陀螺、激光准直等)需要研究开机漂变成因和克服开机漂变的方法。因此需要知道正柱区气体在增益管点燃后的升温过程,温度的变化对增益、功率、方向性等产生的影响。

可以用光学方法测量 He-Ne 气体的多普勒宽度,并由此推知气体温度。它需要较多的设备,测量的周期长,计算复杂,而且测量精度也难提高。

参考文献[1]给的方法是通过扫描腔长,观测激光纵模数目,从而估计 Ne 的多普勒宽度,然后推知气体温度。但它实际上仅是激光损耗线以上的激光带宽。

参考文献[2~4]的方法既能测量多普勒展宽,又能测量均匀展宽。但它的精度受到测量装置的限制。在测量 Ne 的线宽时,使用的法布里-珀罗标准具的不平度从 $\lambda/80$ 变到 $\lambda/8$ 时,测得的多普勒宽度从 1683 兆赫变成 2315 兆赫。在较理想的情况下,它的测量误差也有 80 兆赫,可引入近 50°C 的估算温度误差。

一般 He-Ne 激光管在点燃后,正柱区气体温度仅升高几十度到 100 多度^[1](见附录)。所以,要实时测量正柱区气体温度的升高过程,用光谱的方法在精度上是难以满足的。

本文提出的方法是在毛细管中插入一根很细的玻璃丝(和毛细管平行,直径 0.2 毫米或更小)。点燃增益管,用测微目镜实时地读出玻璃丝的伸长,即可由玻璃丝线膨胀系数及伸长量求出正柱区的温

度。由于测微目镜读数精度高,有可能使测量精度优于 10°C 。

二、方法和装置

图 1 画出了用玻璃丝热膨胀测量正柱区中性气体温度的装置。

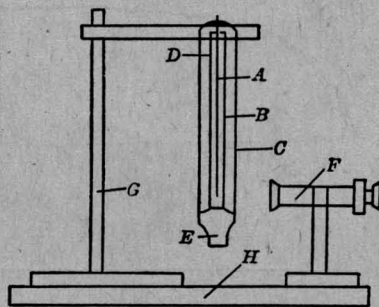


图 1

A—玻璃丝; B—毛细管; C—管壳; D—阳极;
E—阴极; F—测微目镜; G—支架; H—大平台

增益管两端先不贴反射镜而是把玻璃丝穿过毛细管,将其熔接在外壳上,另一端封上口。在排气台上抽真空,充上 He 和 Ne 气。把这样的管子按图 1 布置,用支架把玻璃丝固定端夹牢(管和架之间用石棉布隔热)。玻璃丝自由端向下,支架和测微目镜都安放在一块大平板上。首先把显微镜的叉丝对准玻璃丝自由端头,点燃增益管,毛细管中气体变热,旋转测微目镜鼓轮,使其叉丝追踪自由端头,实时读数,就可测出玻璃丝的伸长 Δl 。

设气体和玻璃丝的温度相对于室温增加 ΔT , 下列公式是我们熟知的:

$$\Delta l = \alpha l \Delta T \quad (1)$$

这里, α 是玻璃丝线膨胀系数,测量中使用硬玻璃,

α 是 $40 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 。 l 是玻璃丝的长度。

于是有：

$$\Delta T = \frac{\Delta l}{\alpha l} \quad (2)$$

显然，玻璃丝的线膨胀系数越大、越长，玻璃丝的伸长量就越大，即温度每升高一度，对应有较大的 Δl ，同样的测微目镜的读数就有较高的测温精度。

三、测量结果

图 2 是正柱区气体温度随点燃时间 t 的变化曲线。三条曲线是在不同放电电流下作出的。每条曲线都和指数函数相近似，升温时间约为十几分钟。

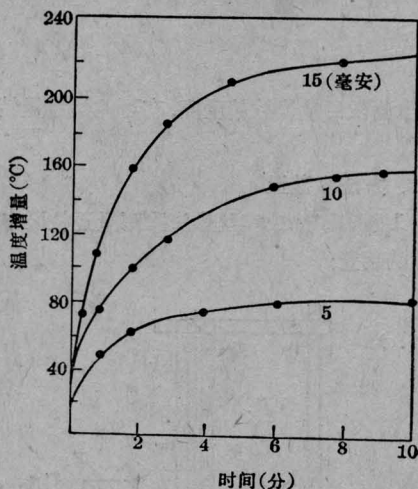


图 2 正柱区气体升温过程

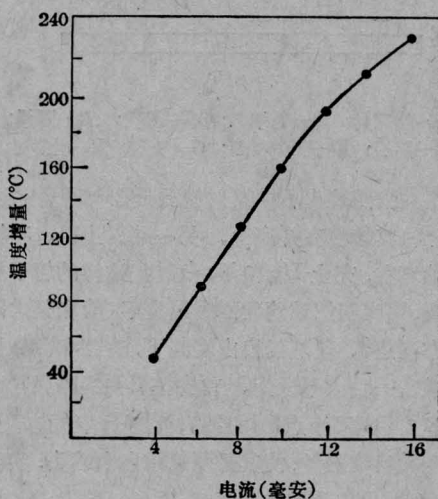


图 3 不同放电电流的正柱气体升温终值增量

图 3 是各种放电电流下的升温终值增量，在 4 毫安和 12 毫安之间时，关系是线性的。放电电流大于 12 毫安时，曲线略向下弯。

被测管子的参数是：总长 260 毫米，管壳 $\phi 30 \times 260$ 毫米，阴极壳 $\phi 20 \times 120$ 毫米。毛细管内径 $\phi 1.2$ 毫米，长 245 毫米，玻璃丝 $\phi 0.2 \times 240$ 毫米。充气气压为 3 托， $P_{\text{He}}:P_{\text{Ne}}=7:1$ 。

四、讨论

在 He-Ne 激光管的正柱区中，除了有中性的 He 和 Ne 原子外，还有离子和电子，它们都有自己的温度。本文只关心中性气体的温度，由于 He-Ne 激光器放电电流小，电离度只有千分之几，所以可粗略地认为使用玻璃丝测得的温度也就是中性气体原子的温度。

由于玻璃丝截面积仅为毛细管截面积的 2%，因而忽略玻璃丝对放电的影响。

除了进行温度稳定(平衡)状态下的测量外，我们还进行了动态(升温过程)的测量。玻璃丝自身有一定热容，它的升温时间对正柱区气体有一定的后滞。在我们使用的参数下，玻璃丝温度比气体温度后滞小于 2 分钟(以测微目镜观察不到变化为限)。

由于有放电辉光，应适当选择观测方向和外部照明，以便让测微目镜准确瞄准。必要时可把玻璃丝自由端弯一直角，并让玻璃丝长于毛细管，使弯端在放电路径之外。

要尽量让玻璃丝和毛细管轴线平行，以避免朗缪尔流的影响。

杜继祯、范瑞鹤、黄美珍、张鹏等同志给了多方面的帮助，曾多次求教于任泽霖、魏守安同志。在此向他们深表谢意。

附录(玻璃丝对正柱气体温度的后滞的讨论)

在前面的讨论中，我们已经作了玻璃丝温度和正柱区的气体温度是相等的假定。即给出一个气体温度，玻璃丝能够在足够短的时间内吸收热量与气体达热平衡。下面给以证明。

传热学^[5]指出：一个物体处于热场中，若此物体的毕渥数 Bi 小于 0.1，则可认为此物体不存在温度梯度，热场传给它的热量或从它夺走的热量使整个物体均匀升温或降温。

于是，单位时间内物体内能的增加 Q 为：

$$Q = \rho V c \frac{dT}{dt} \quad (3)$$

这里， T ——物体温度(度)；

t ——时间(秒)；

ρ ——物体质量密度(千克/米³)；

V ——物体体积(米³)；

c ——比热(焦耳/千克·°C)。

在单位时间内,外部热场传给物体的热量是:

$$Q = \beta A(T_f - T) \quad (3)$$

式中 β 是物体放热系数;
 A 是物体表面积(米²);
 T_f 是外场温度(°C);
 T 是物体温度(°C)。

此式又称为牛顿冷却定律。

由能量守恒定律,进入物体的热量应等于物体增加的热量,即

$$\beta A(T - T_f) = -\rho V c \frac{dT}{dt}$$

令 $\theta = T - T_f$, 则有 $dT = d\theta$, 上式变成:

$$\frac{d\theta}{\theta} = -\frac{\beta A}{\rho V c} dt$$

设 β, ρ, c, V 为定值, 对此式两边积分得:

$$\ln \theta = -\frac{\beta A}{\rho V c} t + \psi$$

ψ 是待定常数。

初始条件: $t=0, \theta = T_0 - T_f$, 于是有:

$$\frac{T - T_f}{T_0 - T_f} = e^{-\frac{\beta A}{\rho V c} t} \quad (4)$$

或:

$$\frac{T_f - T}{T_f - T_0} = e^{-\frac{\beta A}{\rho V c} t} \quad (5)$$

这里 T_0 是 $t=0$ 时的物体温度。

在(5)式推导过程中,我们都认为物体中不存在温度梯度。此条件仅在毕渥数小于 0.1 时成立。下面利用(5)说明玻璃丝和气体温度有多大后滞的问题。

玻璃丝的毕渥数:

$$Bi = \frac{\beta(V/A)}{d} \quad (6)$$

这里, d 是玻璃丝热导系数。

$$d = 0.003 \text{ 卡/厘米} \cdot \text{秒} \cdot \text{度} = 1.257 \text{ 瓦/米} \cdot \text{K};$$

β 是换热系数,对玻璃,其值在 1~60 瓦/米·K 之间。

为了判断毕渥数是否小于 0.1, 我们不妨以 $\beta = 60^\circ$ 代入。取大值总不会出问题。

V/A 是玻璃丝体积和表面积之比。 $V = \pi R^2 L$, $A = 2\pi R L$, R 是玻璃丝半径。所以

$$V/A = \frac{R}{2} = \frac{1}{2} \times 0.1 \times 10^{-3} \text{ 米}$$

将 $d, \beta, V/A$ 代入毕渥数表达式:

$$Bi = 60/1.257 \times \frac{0.1 \times 10^{-3}}{2} \ll 0.1$$

所以,可以使用公式(5)来估计玻璃丝的温度。

把其中玻璃各参数列于下:

ρ ——密度 2200 千克/米³

c ——比热,当温度从 15° 变到 100°C 时,玻璃的比热在 0.08~0.25 卡/克之间。我们使用的范围在 100°C 上下,所以取

$$c = 0.25 \text{ 卡/克} \cdot \text{°C} = 1.050 \text{ 千焦耳/千克} \cdot \text{°C},$$

取 $\beta = 2.6 \text{ 瓦/米}^2 \cdot \text{K}$ 。

于是(5)式中 e 的时间常数:

$$\frac{\beta A}{\rho V c} = \frac{2.6 \times (2\pi R L)}{2200 \times (\pi R^2 L) \times 1.050 \times 10^3} = 0.026$$

设正柱气体温度初始值是 20°C, 即 293 K。玻璃丝初始温度也是 293 K。在 $t=0$ 时刻正柱气体突然阶跃为 393 K。我们看需要多少时间后,玻璃丝温度上升到和正柱气体温度相同。

将以上所设正柱气体和玻璃丝温度代入(5)式得:

$$\frac{T - T_f}{293 - 393} = e^{-0.026t}$$

也即 $T_f - T = 100e^{-0.026t}$

其中, $T_f - T$ 即是玻璃丝和等离子气体的温度差。

当 $t=30$ 秒时, $T_f - T = 100e^{-0.78} = 45^\circ\text{C}$;

$t=60$ 秒时, $T_f - T = 20^\circ\text{C}$;

$t=120$ 秒时, $T_f - T = 5^\circ\text{C}$ 。

这说明,只需两分钟,玻璃的温度和等离子气体温度就相差无几,达到测微目镜不能识别的程度。即我们可以认为玻璃丝的温度滞后于气体温度 2 分钟。

注意到 $\beta = 2.6/\text{米}^2 \cdot \text{K}$ 是保守的估计。实际上玻璃丝的温度后滞比 2 分钟要小。

参 考 文 献

- [1] 气体激光编写组,《气体激光》,1976年,p. 32。
- [2] Heard H. G.; "Laser parameter measurements handbook", New York Wiley, 1968, p. 359。
- [3] J. W. Knutostson, Jr., W. R. Bennett, Jr.; *Phys. Rev. A; General Physics*, 1976, **13**, No. 1, 318。
- [4] E. A. Ballin; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, No. 1, 170。
- [5] 宋跃祖;"空心阴极 He-Cd⁺ 激光器单纵模运转的研究", 清华大学 78 届研究生论文(清华大学图书馆藏)。
- [6] 俞佐平;《传热学》,1978年9月,p. 200。

(清华大学 张书练 冯铁荪 姜亚南

1981年6月30日收稿)